



TITLE:

惑星スケール波動によって形成される金星雲模様の研究(波動現象におけるパターンの生成と特異性)

AUTHOR(S):

山本, 勝; 田中, 浩

CITATION:

山本, 勝 ...[et al]. 惑星スケール波動によって形成される金星雲模様の研究(波動現象におけるパターンの生成と特異性). 数理解析研究所講究録 1998, 1030: 86-96

ISSUE DATE:

1998-04

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/61836>

RIGHT:

惑星スケール波動によって形成される金星雲模様の研究

名大・大気水圏研 山本 勝 (Masaru Yamamoto)

名大・大気水圏研 田中 浩 (Hiroshi Tanaka)

1. 観測事実とこれまでの研究

金星は厚い硫酸のエアロゾル雲に覆われ、その雲層上端（およそ 65 km）を紫外線で観測すると、「四日循環」と呼ばれる高速流や Y の字を西に 90 度倒した「Y 字形雲模様」が、およそ 4 日で金星を一周する。さらに、「Bright Polar Band」と呼ばれる帯状の模様や 4-6 日周期波動も観測される。金星大気力学の未解決の問題として、以下の二つが挙げられる。

◎なぜ、自転のおよそ 60 倍の速さの「四日循環」が雲層上端で駆動するのか？

◎なぜ、「Y 字形」や「帯状構造」の雲模様が観測されるのか？

これまで、これら二つの問題はそれぞれが独立に議論されてきた。最近、我々は「波-平均流相互作用」を考慮するによって、これら二つを合理的に説明するモデルを提出した (Yamamoto & Tanaka, 1997a)。さらに、本研究では、紫外線の反射物質であるエアロゾルの輸送モデルによって、現実により近い金星雲模様を再現する (Yamamoto & Tanaka, 1997b)。

中低緯度域において、4-5 日で金星を東から西へ一周する「Y 字形雲模様」が観測される。この模様の形成について、3 つの代表的な説がある

- (1) ケルビン波とロスビー波の足しあわせ
- (2) ケルビン波と平均流の移流
- (3) 傾圧不安定波による移流

Belton et al. (1976) は、赤道ケルビン波(あるいは重力波)と中緯度ロスビー波をうまく具合にたし合わせると、Y 字模様が形成されること示した。しかし、ケルビン波とロスビー波の振動周期が異なる場合、この Y 字模様は維持できない。ある時刻に Y 字を形成しても、しばらくすると 4 日周期ケルビン波が 5 日周期ロスビー波を追い抜くため、「逆 Y 字」が形成されてしまう (Covey & Schubert, 1982)。この「逆 Y 字」は、観測と矛盾してしまう。

二番目の説は Smith et al. (1993) によるもので、赤道付近で発生させた小さな雲はケルビン波と平均流の移流によって引き伸ばされ、中緯度に流される。そのパターンは西に傾いた筋模様「Bow-shaped Streak」をうまく再現している。しかしながら、経度方向のブライトネスの濃淡を十分再現しているわけではない。さらに、この説が正しいなら、Y 字模様を構成する「Midlatitude Dark Band」も平均流と 4 日周期ケルビン波による移流を反映して 4 日周期で変動するはずである。しかし、「Midlatitude Dark Band」が 5 日周期で変動している場合、この説では説明できない。

三番目の説は Young et al. (1984) による。傾圧不安定モードのうち、6. 1 日周期のモードは中緯度のみならず赤道にも捕捉される。このモードによって作られる受動的トレーサーの濃淡のパターンが Y 字形の模様をしている。ところが、1 つのモードだけしか考慮していないので、赤道域と中緯度のブライトネスの変動周期が異なる状況下では、この説は適用できない。しかも、このモードの位相速度は赤道波の観測値に比べ遅すぎる。

これら 3 つの説では、赤道 4 日波と中緯度 5 日波の両方が存在する条件下で、Y 字形雲模様の形成・維持が説明できない。本研究では、力学および物質輸送の両方から、Y 字形雲模様の形成・維持機構を提出する。

また、紫外線のブライトネスは中緯度を境に急激に変化し、高緯度側で明るくな

る。中高緯度では「Bright Polar Band」と呼ばれる帯状構造が観測され、1979-80年には数週間周期の変動も観測されている(Del Genio & Rossow, 1982)。

我々の研究において、「Y字形雲模様」と「四日循環」は波-平均流相互作用を介して密接に結びついているので、「四日循環」にも簡単に触れる。金星大循環モデル(VGCM; e.g., Rossow, 1983; Del Genio et al., 1993)や簡単な放射モデル(Hou & Goody, 1985)から予想される子午面循環は多重セルを形成する(子午面循環が鉛直方向に2つないしそれ以上に分離している)ので、効率良く角運動量を惑星固体部から雲層上端に輸送しない。その結果として、VGCMによる「四日循環」の再現は、今のところ成功していない。これは、金星下層大気(本研究では高度40 km以下)から中層大気への角運動量輸送プロセスが欠如していることを意味する。

一方、金星中層大気では、雲やCO₂による太陽光の吸収が子午面循環を駆動する。また、現実の金星大気において、4日周期重力波の西向き成分は下層大気から鉛直伝播できるが、東向きは外部波となり鉛直伝播できない。そこで、我々は、中層大気の子午面循環が下層大気から分離している状況下で、下層大気から中層大気への「角運動量の運び役」として「赤道4日波」を仮定することにより金星四日循環を再現した。赤道域には4-5日周期の変動が観測されており、もしこれらの高位相速度の重力波が下層大気で発生するならば、金星中層大気の諸現象(四日循環、中緯度5日波、数週間周期の振幅変調、Y字形雲模様)が矛盾なく再現できる。

「金星中層大気」というシステムの中では、「惑星スケール波動」「金星四日循環」および「物質輸送」の三つの力学システムが「波-平均流相互作用」と「子午面循環」を介して、密接に結び付いている。より現実的な雲模様を再現するために、以下では、エアロゾル輸送を考慮した力学モデルを説明し、その結果について述べる。

2. モデル

本研究の力学モデルでは、金星中層大気の下端と上端を40 kmと110 kmと置いた。高度40 kmでは50 m/sの高速流が観測されているので、赤道で50 m/sの剛体回転しているバックグラウンド流を仮定し、それをリファレンス・フレームとした。「四日循環」を帯状平均の東西流、「赤道4日波」を含む惑星スケール波動を波数1の擾乱成分で表わすことによって、下層大気で発生した赤道4日波が四日循環を形成・維持できるか否かを調べる。帯状平均場の支配方程式を以下のようにする。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \left(2\bar{\Omega} + \frac{\bar{u}}{a \cos \theta}\right) \bar{v} \sin \theta = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + F_K - \alpha_R \bar{u}, \quad (1)$$

$$\left(2\bar{\Omega} + \frac{\bar{u}}{a \cos \theta}\right) \bar{u} \sin \theta = -\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y}, \quad (2)$$

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y} + N^2 \bar{w} = \frac{\kappa}{H} \bar{J} + F_T - \alpha_N \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}) = 0, \quad (4)$$

$$F_K = -\frac{1}{\rho_0} \left[\frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\rho_0 \overline{u'v'} \cos^2 \theta) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{u'w'}) \right], \quad (5)$$

$$F_T = -\frac{1}{\rho_0} \left[\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (\rho_0 \overline{\psi_z' v'}) \cos \theta + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{\psi_z' w'}) \right]. \quad (6)$$

u 、 v 、 w および ψ はそれぞれ東西流、南北流、鉛直流およびジオポテンシャルで、バーおよびダッシュは、リファレンス・フレームから観測した帯状平均と摂動成分を表す。式 (1) より、波-平均流相互作用や子午面循環によって帯状東西流が駆動する。南北風の式 (2) は、旋衡風バランス (遠心力と圧力傾度力とのバランス) によって支配される。また、式 (3) において、子午面循環による移流はニュートン冷却の時定数に比べ、とても長いので無視する。ただし、 $\bar{v} \partial \bar{\psi}_z / \partial y$ の項は、中緯度ジェットによって形成される水平温度勾配による熱輸送を考慮して加えたが、ほとんど帯状平均場には影響しない。子午面循環を駆動する太陽光加熱は、 \bar{J} で与える。その帯状平均加熱率は Tomasko et al. (1985) の結果を用いた。レイリー摩擦 (α_R)、ニュートン冷却 (α_N) およびプラントパイサラ振動数 (N) は、Yamamoto & Tanaka (1997a) に従う。

摂動成分は、

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} - (2\bar{\Omega} \sin \theta + \frac{\bar{u}}{a} \tan \theta - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}) v' + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} w' + \frac{\partial \psi'}{\partial x} = -\alpha' u', \quad (7)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + (2\bar{\Omega} \sin \theta + 2\frac{\bar{u}}{a} \tan \theta) u' + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{\partial \psi'}{\partial y} = -\alpha' v', \quad (8)$$

$$\frac{\partial \psi_z'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \psi_z'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\psi}_z}{\partial y} v' + N^2 w' = -\alpha' \psi_z', \quad (9)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial y} (v' \cos \theta) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w') = 0 \quad (10)$$

で表せる。下端境界 40 km で四日周期で変動するジオポテンシャルを与えることによって、「赤道 4 日波」を中層大気に供給する。上述の力学モデルは、強制力として、「帯状平均太陽光加熱」と「赤道 4 日波」を金星中層大気に与えていることになる。つまり、これらの強制力に対する中層大気の応答を調べるのである。

紫外線雲模様の形成に関して、紫外線反射物質である硫酸エアロゾルの分布はとても重要である。エアロゾルは SO_2 の酸化により生成される。その SO_2 酸化に必要な酸素原子は、以下のプロセスで生成される。大気の主成分 CO_2 の光解離やそれから生成された酸素原子の三体衝突などの結果、雲層より上で CO と O_2 が生成される。他方、雲層上部では、 CO と O_2 が SOx-ClOx 系触媒反応で CO_2 に戻る (Demore & Yung, 1981; Yung & Demore, 1982)。



この反応で供給される酸素原子が SO_2 の酸化につかわれる。 SOx-ClOx 系触媒反応 (11) において、酸素原子は SO_2 の光解離により生成される。



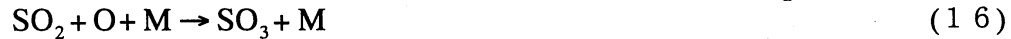
この反応で生成された SO は、



によってOを消費せずに SO_2 に戻る。その結果、(12)に従って、酸素原子は効率よく蓄積するはずである。しかし、下記の三体衝突



が支配的な場合、(13)で生成したSOは酸素原子を消費して SO_2 に戻る。このとき、酸素原子は蓄積しない。金星雲層上端では(14)と(15)の競争により、 SO_2 の酸化につかわれる酸素原子の生成量が決まる。その結果、前駆物質 SO_2 は、



により、硫酸になる。

硫酸エアロゾルの微物理過程において、凝縮と凝集は、粒径分布を対数正規分布と仮定したモーメント法で解いた。核生成、重力沈降およびエアロゾル層下端と上端の除去過程も考慮した。以上より、エアロゾル生成や SO_2 の酸化の効率を決めるパラメーターとして核生成速度とClO濃度を与えれば、 SO_2 濃度とエアロゾル粒径分布が求まる。エアロゾル輸送モデルにおけるエアロゾルの微物理過程や前駆物質の化学過程のパラメタリゼーションの詳細は Yamamoto & Tanaka (1997b)に従う。

3. 結果と議論

「金星四日循環」の生成

まず、4日周期赤道波を与えず、帯状平均の太陽光加熱だけを与えた。このとき、赤道と極の間の加熱差で、子午面循環が発生する。すると、子午面循環の極向き子午面流は、赤道の角運動量を高緯度に運ぶ。その結果、 100 m/s 近い中緯度ジェットが発達する。しかし、赤道域には角運動量の供給がないため、赤道高速流は発達しない。これは、赤道域に何らかの角運動量供給メカニズムがないと「金星四日循環」が維持できないことを示す。

そこで、「下層大気から中層大気への角運動量の運び役」として、金星雲層上端で観測されている「赤道4日波」を与えた。すると、雲層上端で4-10日の時定数をもつニュートン冷却が、赤道4日波を減衰する。その結果、波の角運動量はレイノルズ応力を介して平均流に移る。これは、角運動量が中層大気の赤道域に供給されていることを意味する。この赤道の角運動量は、子午面循環により極向きに運ばれ、中緯度ジェットを形成する。このとき、赤道から中緯度にかけて、 100 m/s に近い高速流「金星四日循環」を形成する(Fig. 1a)。つまり、「金星四日循環」は、「赤道4日波による角運動量供給」と「太陽光加熱による子午面循環」によって形成・維持することが可能なのである。

中緯度5日波の発生

金星中層大気において、赤道4日波を与えることは、四日循環形成だけにとどまらず、いろいろな波動現象に影響を及ぼす。金星雲層の高速回転が地球の自転より遅いので、金星赤道波の赤道捕捉幅は地球のケルビン波に比べ広がる。この広い赤道捕捉幅は、赤道波が中緯度域の波動現象にも十分に影響を与えうるのである。

上述のように、「赤道4日波による角運動量供給」と「太陽光加熱による子午面循環」によって、強い中緯度ジェットを形成する。そのジェットの近くには、ポテンシャル渦度の水平微分の符号が変わる領域が存在する。これは、内部ジェット不安定の必要条件となる(Charney & Stern, 1962)。金星の旋衡風バランスに基づく温度風関係によると、中

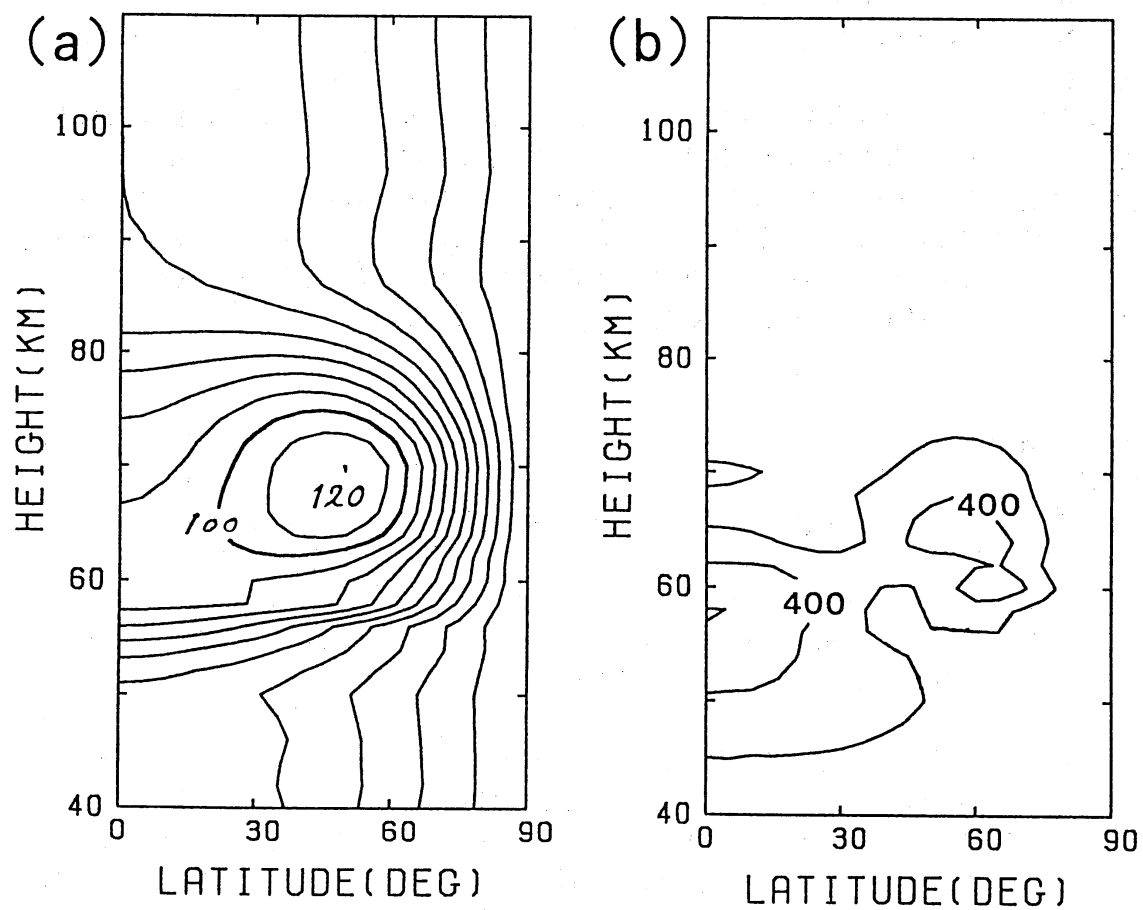


Fig. 1 (a) 带状平均東西流 (ms^{-1}) と (b) ジオポテンシャルの擾乱成分の振幅 (m^2s^{-2}) の緯度-高度分布図。

緯度ジェット鉛直シアーによって、温度の水平勾配が形成される。この温度勾配を擾乱によって解消しようとする傾圧不安定が発生する可能性がある。実際、赤道域だけに強制を与えたにもかかわらず、中緯度ジェット付近でも波動のジオポテンシャルが大きな値をもつ(Fig. 1b)。この中緯度波動は、旋衡風バランスの結果、等ジオポテンシャル線に沿う水平風成分が卓越する。また、波の位相は高緯度に向かうにつれ西に傾く。この惑星スケールの波はロスビー波に対応する。金星ロスビー波は雲の中で発生し、波の発生域の帯状平均東西流を反映して5.7日周期をもつ。また、この波は極向きに運動量と熱を輸送するが、雲層上端より上に鉛直伝播しない。

ところで、CharneyとSternの理論は、必要条件であり十分条件ではないので、純粋な傾圧不安定で中緯度5日波が発生すると結論づけられない。Young et al. (1984)によると、波数1の傾圧不安定モードは20-30日の時定数でゆっくり発達する。このようにゆっくり発達している間に基本場が傾圧不安定を解消する方向に変動すると、「傾圧不安定は発達しない」あるいは「発生した傾圧波が弱い」可能性がある。Newman & Leovy (1992)の数値実験によると、帯状平均、波数1および波数2の放射強制力を与えたとき、波数1に関しては、この強制による潮汐波が発生する以外に弱い中緯度5.2日波が発生した。しかし、現実の金星大気の中緯度5日波は、赤道4日波に匹敵するほどの振幅をもっている(Rossow et al., 1990)。他方、我々の研究では、帯状平均の放射強制力と波数1の赤道4日波の強制によって、赤道波と同じくらいの強さの中緯度ロスビー波が発生する(Fig. 1b)。このことは、Newman & Leovy (1992)の場合、赤道4日波が存在しないので、中緯度5日波が弱いこと示唆する。したがって、赤道4日波との共鳴によっても中緯度ロスビー波が強められている可能性が高い。

そこで、中緯度波動の擾乱成分のスペクトルをとってみると、5.7日周期だけでなく4.0日周期のピークも存在している。さらに、この波の振幅の時間変化をみると、数週間周期で振幅変調している(Fig. 2)。この振幅変調は、4.0日波と5.7日波の間のうなり(13.4日周期)であり、現実の金星大気では、3.9日波と5.2日波による振幅変調として観測されている(Del Genio & Rossow, 1982)。

惑星スケール波動によって形成するY字形模様

雲層上端での温位(本研究では、断熱的に中層大気下端まで移動したときの温度、断熱的な運動に従うトレーサーは等温位面上を動く)の擾乱成分の水平分布は、Y字形雲模様を形成・維持する。観測と同じ様に、赤道では4日周期、中緯度では約5日周期で変動しているにもかかわらず、Covey & Schbert(1982)が指摘した「(観測と矛盾する)逆Y字形模様」は形成しない。赤道4日波と西に位相が傾いた5.7日ロスビー波は、Y字形模様を形成する。赤道波は位相速度が中緯度ロスビー波より速いので、中緯度ロスビー波に追い付いてくる。ところが、赤道波がロスビー波に近づくにつれ、ロスビー波の振幅が減衰する。赤道波がロスビー波に追いついたときには、位相は西に傾いたままで、振幅は十分に弱まる。しばらくすると、ロスビー波の振幅は徐々に復活して、また元のY字形模様になる(Fig. 2)。つまり、Y字がクリアなときロスビー波は強まり、Y字が崩れそうなとき弱まる。これは上述のロスビー波の振幅変調で、中緯度で観測される振幅変調に対応する。Y字が崩れそうなときでも、位相が西に傾いているので、けっして「逆Y字」にならない。結果として、Y字形模様は常に西に90度倒れた「Y」に見えるのである。

エアロゾルの子午面分布

紫外線雲模様の形成において、紫外線の反射物質としてエアロゾルは重要である。特に、エアロゾル粒径分布の緯度方向の違いが、赤道と極の間のブライトネスの濃淡とし

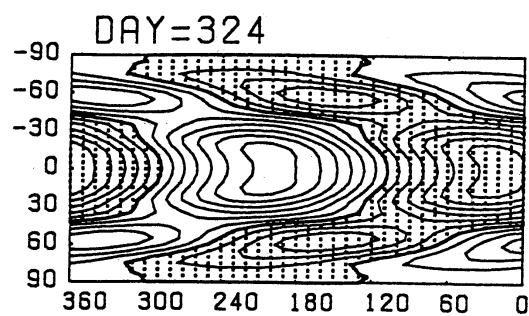
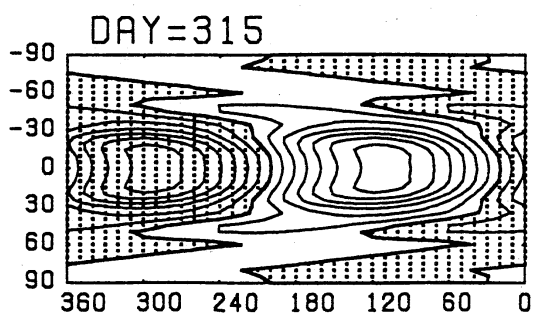
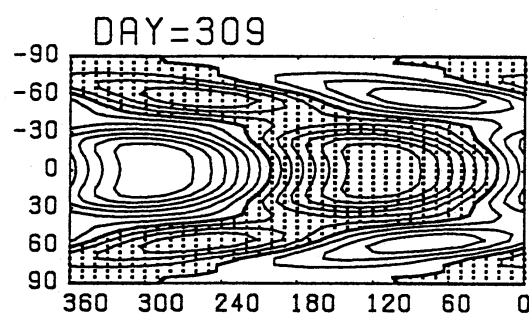
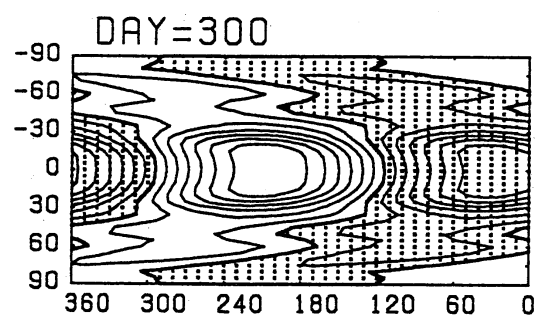
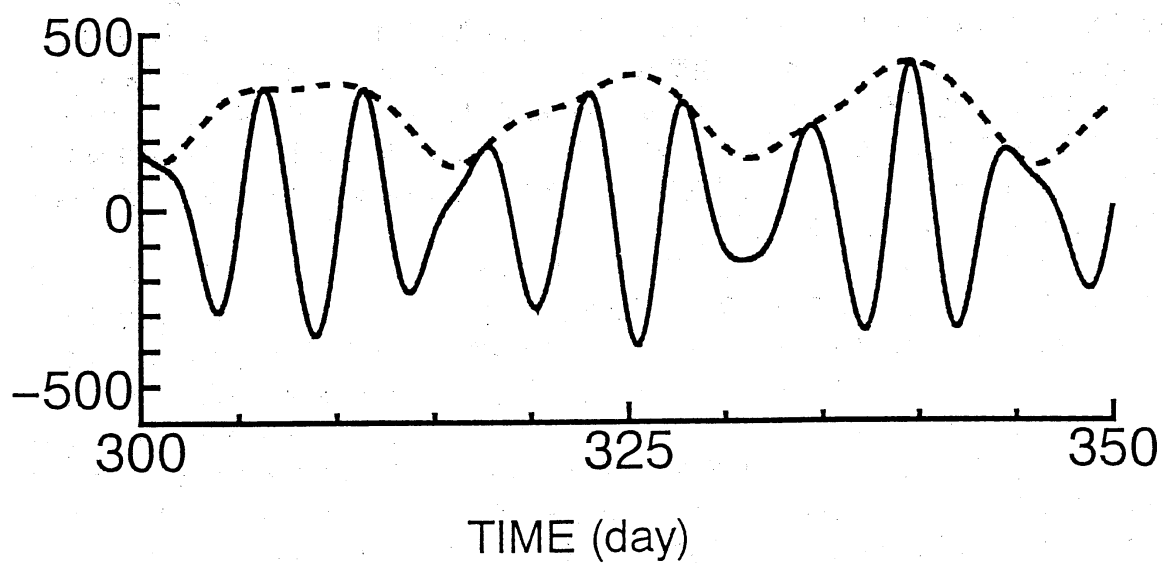


Fig. 2 高度 62 km、緯度 60° でのジオポテンシャルの擾乱成分の時間変動 (上図) と高度 63 km での温位の擾乱成分の水平パターン (下図)。

て反映される。この緯度分布は「子午面循環によるエアロゾル輸送」や「 SO_2 の光解離」が関係する。まず、2次元エアロゾル輸送モデルを用いて、TEM(Transformed Eulerian Mean)残差子午面循環からエアロゾルの定常状態を求めた。この実験では、子午面循環による輸送の効果を見るために、核生成速度や ClO 濃度はどの緯度でも同じ値を与えた。

エアロゾル数密度は高緯度になるにつれて高くなる。高度60 kmにおいて、赤道域で 200 cm^{-3} 、極域で 700 cm^{-3} の値をとる。これは、子午面循環によるエアロゾル輸送によって、高緯度にエアロゾルが集積することによる。

雲層より上の靄層(65–80 km)では渦拡散や子午面循環が強いので、エアロゾルの滞在時間は短い。この領域では、凝縮成長が卓越する。ところが、靄層の極域では SO_2 の光解離が起きないことにより凝縮成長がないので、粒径は小さくなる。靄層の粒径の小さいエアロゾルが子午面循環によって雲層上端の極域に集積するので、比較的小さいエアロゾルが雲層上端で高濃度になる。一方、雲の内部では光解離の効率が低いので、エアロゾルは凝縮成長しない。特に、雲層内部の極域では、渦拡散や子午面循環が弱いのでエアロゾルの滞在時間は長い上に、数密度も高いので凝集成長が卓越するようになる。その結果、極域の高度50 kmで粒径が最大となる。

エアロゾルの数密度や平均粒径の子午面分布を反映して、単位体積あたりのエアロゾル表面積も高緯度で高い値をもつ。この表面積の値が大きいほど、散乱が強くなる。

エアロゾルの水平分布により形成されるY字形雲模様

紫外線反射物質エアロゾルの雲層上端の散乱係数の大小が、ブライトネスの濃淡に反映される。雲層上端(およそ65 km)の弱散乱域では、紫外線はあまり散乱されことなく透過するので、55 kmより下にたくさん存在する紫外線吸収物質により吸収される。その結果として、弱散乱域では暗くなる。その反対に、強散乱域では明るく見える。そこで、上述の二次元モデルの結果を初期値としてエアロゾル数密度や粒径を三次元輸送モデルで計算した。雲層上端の365 nmの散乱係数は低緯度で低く、中緯度を境に急激に変化し、高緯度で高い(Fig. 3)。これは、観測されている紫外線画像(高緯度で明るく、低緯度で暗い)と一致する。この結果は、単位体積あたりのエアロゾル表面積が高緯度で高い値をもつことによって生じる。

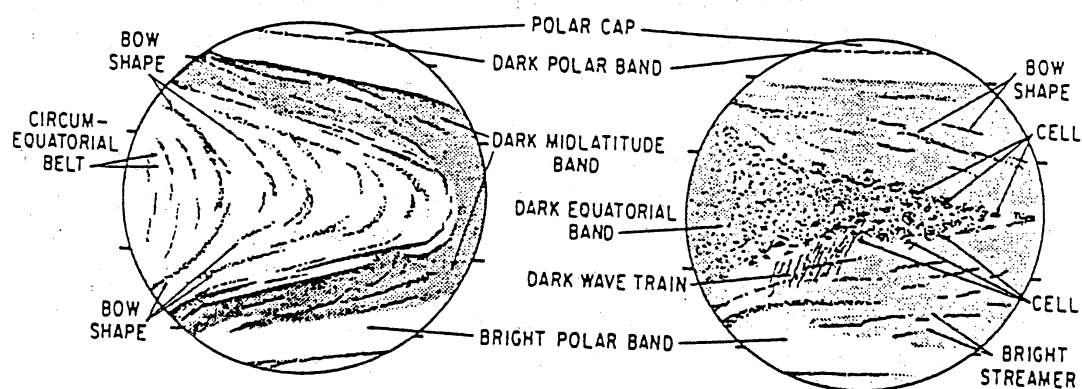
散乱係数が急激に変化する緯度帯を境に低緯度側では、弱散乱域がY字形模様を形成する(Fig. 3)。この領域では、数密度の帯状平均と擾乱成分の大きさが同じオーダで、波動による経度方向の変動が経度方向のブライトネスの濃淡を形成する。Y字形模様は、観測と同じように「Equatorial Dark Band」と「Midlatitude Dark Band」から構成されている(Rossow et al., 1980)。

中高緯度域では、帯状平均数密度が高緯度になるにつれて増大する。その結果、帯状の構造が目立つようになる。「Bright Polar Band」と呼ばれる帯状構造が再現され(Fig. 3)、数週間周期で変動している。「Bright Polar Band」や数週間周期の変動も現実の金星大気でも観測されている(Rossow et al., 1980; Del Genio & Rossow, 1982)。

4. まとめ

金星中層大気に「波数1の赤道4日波」と「帯状平均の太陽光加熱」を与えただけに、金星中層大気の諸現象(四日循環、中緯度5日波、数週間周期の振幅変調、Y字形雲模様)が自動的に再現される。金星中層大気が、「惑星スケール波動」「金星四日循

観測される雲模様 (Rossow et al. 1980)



数値実験の結果

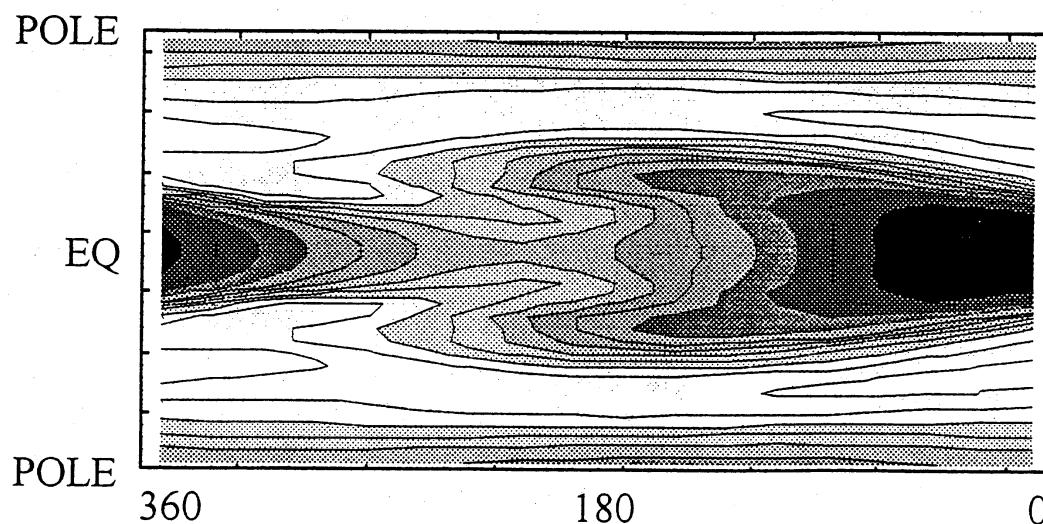


Fig.3 観測される雲模様 (Rossow et al. 1980) と数値実験の結果。下図は、散乱係数の水平分布。黒くなるにつれて、散乱係数が小さくなる（暗くみえる）。

環」および「物質輸送」の三つの力学システムから構成されていると考えると、これら三つを「波-平均流相互作用」と「子午面循環」で結び付けることによって、上述の結果は必然的にもたらされるのである(Fig. 4)。

「赤道4日波の発生機構」がこのモデルには含まれていないので、今後は赤道4日波の発生メカニズムを解明し、この赤道波が自動的に発生するモデルの中で金星中層大気の諸現象を再現しなくてはならない。

参考文献

- Belton, M. J. S., R. S. Smith, G. Schubert and A. D. Del Genio, 1976: Cloud patterns, waves and convection in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1394-1417.
- Charney, J. G., and M. E. Stern, 1962: On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 159-172.
- Covey, C. and G. Schubert, 1982: Planetary-scale waves in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2397-2413.
- Del Genio, A. D. and W. B. Rossow, 1982: Temporal variability of ultraviolet cloud features in the Venus stratosphere, *Icarus*, **51**, 391-415.
- Del Genio, A. D., W. Zhou and T. P. Eichler, 1993: Equatorial superrotation in a slowly rotating GCM: Implications for Titan and Venus. *Icarus*, **101**, 1-17.
- Demore, W. B. and Y. L. Yung, 1981: Catalytic processes in the atmosphere of Earth and Venus. *Science*, **217**, 1209-1213.
- Hou, A. Y. and R. M. Goody, 1985: Diagnostic requirements for the superrotation on Venus. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 413-432.
- Newman, M. and C. B. Leovy, 1992: Maintenance of strong rotational winds in Venus' middle atmosphere by thermal tides. *Science*, **257**, 647-650.
- Rossow, W. B., 1983: A general circulation model of a Venus-like atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 273-302.
- Rossow, W. B., A. D. Del Genio, S. S. Limaye, L. D. Travis and P. H. Stone, 1980: Cloud morphology and motions from Pioneer Venus images. *J. Geophys. Res.*, **85**, 8107-8128.
- Rossow, W. B., A. D. Del Genio and T. Eichler, 1990: Cloud-tracked winds from Pioneer Venus OCPP images. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2053-2084.
- Smith, M. D., P. J. Gierasch, and P. J. Schinder, 1993: Global-scale waves in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 4080-4096.
- Tomasko, M. G., L. R. Dose, and P. H. Smith, 1985: The absorption of solar energy and the heating rate in the atmosphere of Venus. *Adv. Space Res.*, **5**, 71-79.
- Yamamoto, M. and H. Tanaka, 1997a: Formation and maintenance of the 4-day circulation in the Venus middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1472-1489.
- Yamamoto, M. and H. Tanaka, 1997b: The Venusian Y-shaped cloud pattern based on an aerosol-transport model. *accepted by J. Atmos. Sci.*
- Young, R. E., H. Houben and L. Pfister, 1984: Baroclinic instability in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2310-2333.
- Yung, Y. L. and W. B. Demore: 1982: Photochemistry of the stratosphere of Venus: Implications for atmosphere evolution. *Icarus*, **51**, 199-247

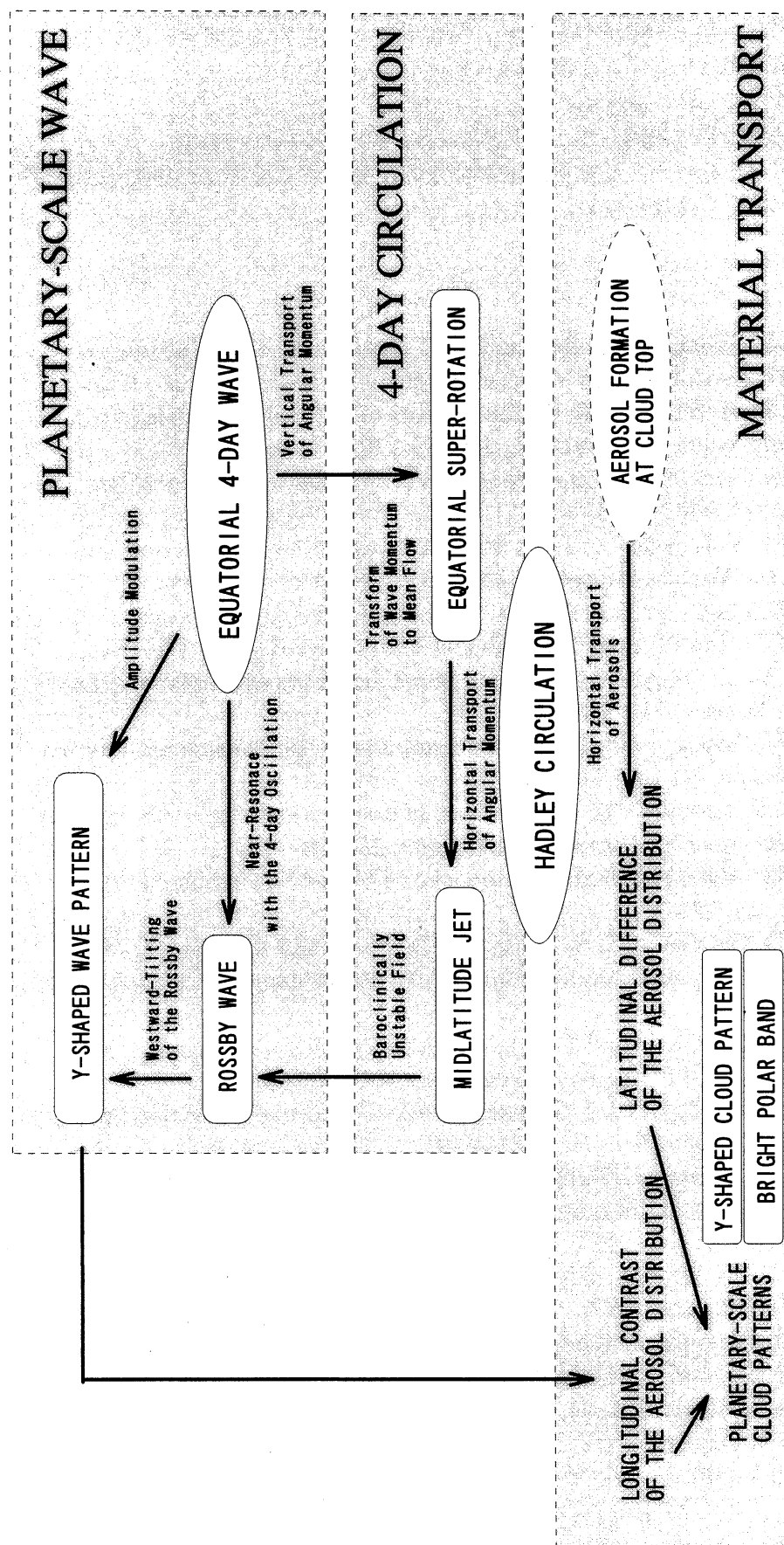


Fig. 4 金星中層大気力学における「惑星スケール波動」、「金星4日循環」および「物質輸送」の関係。